

FIG. A

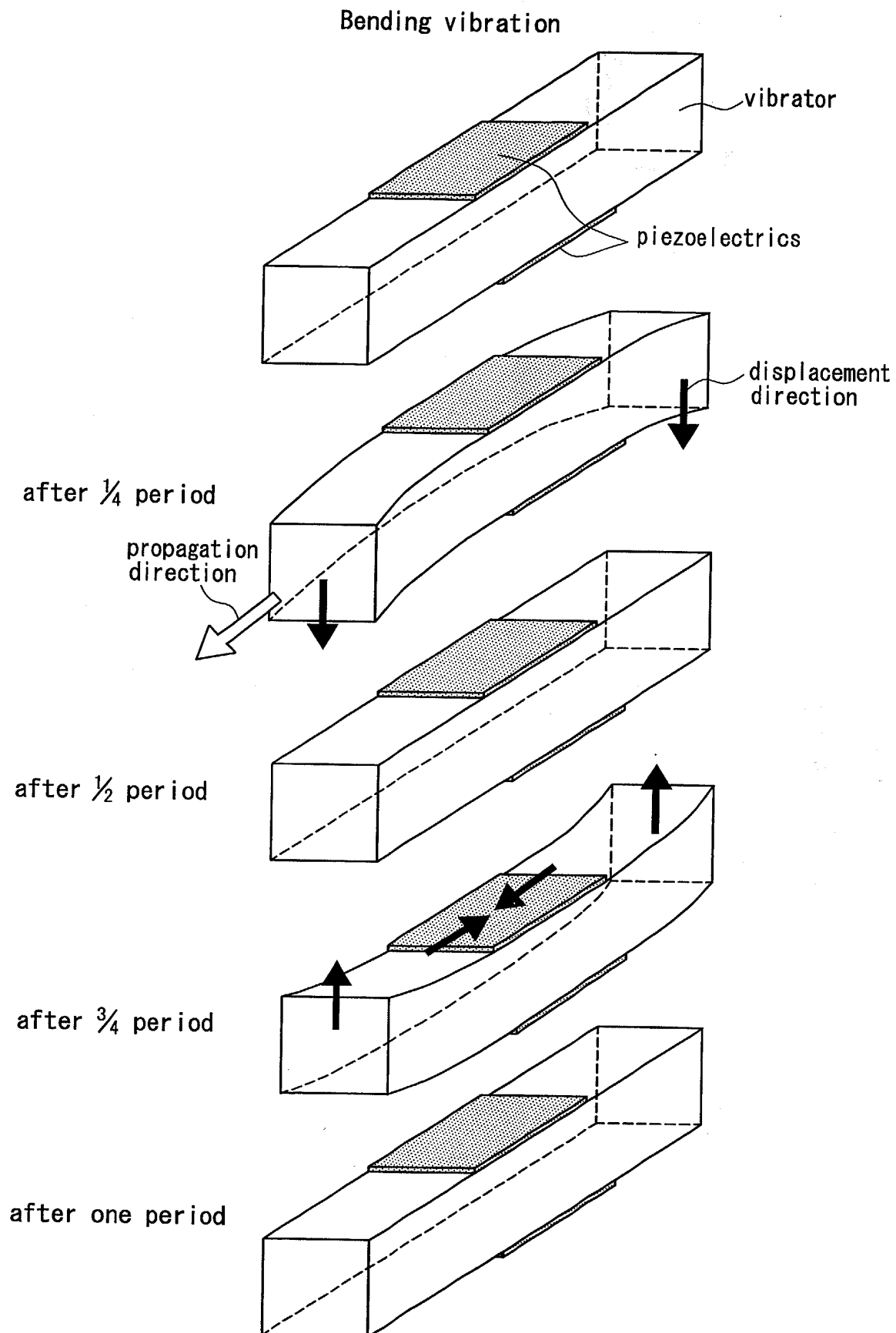


FIG. B

3.9.2 厚み振動子²³⁾

図 3.82 に示すように電界の方向に振動する振動子で、厚さが長さ、幅に比べて小さいときは、共振は厚さだけで定まり、変位は厚さの方向だけに生じ、これと直角の方向にはほとんど生じないとみなされるので、この共振周波数 f_n を定める弾性定数はヤング率 ($1/\mu_1$) でなく、他方向に変位を許さないとしたときの弾性定数 c_{11} で、 f_n は

$$f_n = \frac{n}{2l} \sqrt{\frac{c_{11}}{\rho}} \quad (n=1, 3, 5, \dots) \quad (3.9.25)$$

この振動子は電界の方向に振動変位が起きるので、3.8.1 (1) に述べたような変位が起きるがその結果は上式が近似的に正しいことがわかる。また両自由面に関する力係数 A は、

S を電極面積、 e を厚さの方向の圧電応力定数とすると

$$A = (2S/e) \quad (3.9.26)$$

両自由面に関する等価質量は全質量の $1/2$ である。

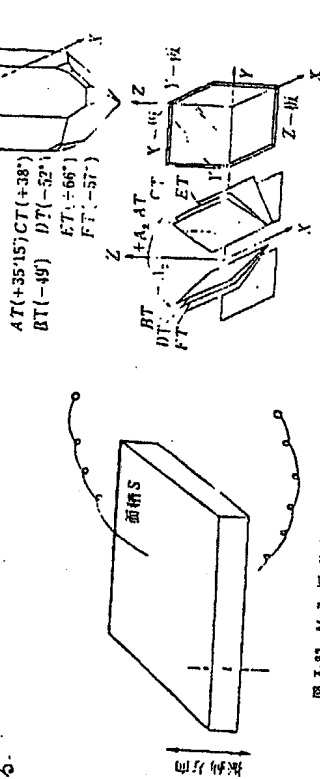


図 3.82 厚み振動子

水晶 X 板

水晶の x 軸に直角に切った板 (図 3.83) は E_x という電界により x 方向の歪を生ずるので、厚み共振を生じ 0.5~30 Mc の超音波発生用に広く用いられる。定数は表 3.15 に記してある。

水晶 X 板で数 μ の共振を得るには、厚さを相当厚くしなければならぬ。これを選けるために 2 枚の弾性板の間に水晶 X 板を多数モザイク状に組んで接着した振動子が用いられた。これをランジバン型振動子という。水晶のかわりにチタン酸バリウム結晶を用いれば、1 枚ですむので、共振周波数は数 Mc まで高く用いられる。これについて 3.10.3 に述べる。

3.9.3 圧入振動子

これには、厚み圧入 (thickness shear) と面圧入 (face shear) の二つの様式がある。

(1) 厚み圧入振動子

23) 古賀孝一、圧電素子と共振器、オーム社 (昭和 13 年)。

これは一自由端に適當な付加質量を付して、振動子の共振その他の諸特性を制御するようにしたものである。この振動子は浮動型であるので、振動子に直接静圧を受けることはない。またこの場合の q の等価回路は、振動子全体の運動があるので図 3.79 で m_0 枝路を有するものとなる。付加質量を 0 (すなわち $q=0$) にすると (2) の両端自由で、機械端子を一自由端にした場合の式が導き出される。

4 複合型

圧電体を 2 枚の弾性板の間に挟んだもので、弾性板の無いときに比べて共振周波数をずっと

低くすることができる。表の図は複合型の場合を示してある*。またこれを基本にすれば図 3.81 のような非対称型振動子の共振状態における解を得ることができ、すなわち図の P 点が共振の節であるとする。この場合の振動子は P 点において二つに分けられ、それぞれ一端を固定した複合板が二つ P 点において接合されたものと考えられる。図の II 部の片の記号に h' をつけると、II 部の片の長さを示したのもので、つけたもので与えられる。接合点における力が相等しいことから比例係数 λ と λ' との間には

$$\frac{\lambda'}{\lambda} = \frac{Z_{21} \cos(\omega \cdot a/c_1)}{Z_{21}' \cos(\omega \cdot a'/c_1')} \quad (3.9.27)$$

の関係があり、これで振動の分布が定まる。次に図の Q 端面を機械端子にとったときの等価質量 m_1 は、I 部、II 部の等価質量をそれぞれ m, m' とし、Q, Q' 端面の速度をそれぞれ v_1, v_1' とすると $v_1 = \lambda \sin \omega a/c_1$, $v_1' = \lambda' \sin \omega a'/c_1'$ で、

$$m_1 = m + m' \left(\frac{v_1'}{v_1} \right)^2 \quad (3.9.28)$$

この場合の力係数 A_1 は 3.8.1 の (3.8.8) 式を用いて計算して

$$A_1 = \left\{ 1 + \frac{Z_{21}}{Z_{21}'} \frac{\sin \omega a/c_1}{\sin \omega a'/c_1'} \right\} \cos \frac{\omega a}{c_1} \frac{S}{b+b'} \quad (3.9.29)$$

となる。特に II 部が $\lambda/4$ 共振のときは上式で $a'=0$, $\omega a/c_1' = \pi/2$ とおけばよい。

* この振動子は典型型共振器 (3.3 節) と振動の様式が同じで、そこで定められている種々の関係はこの場合にも適用できる。例えば $\omega a/c_1 = (\pi/2)/2$, $\omega a'/c_1' = (\pi/2)/2$ とおくと式 $\tan(\pi/2) = \tan(\pi/2) = \infty$ となり図 3.81 が利用できる。

20) 飯山十一、板片昇、L 型圧電振動子の設計と製造 (昭和 16 年 11 月)。

21) L. Camp, Lamination Designs for Magnetostrictive Underwater Electroacoustic Transducers, J.A.S.A., 20, No. 5, (Sept., 1918) 516.

水晶、ロッジエル塩、ADP など横効果のある振動子の電極を分割して極性をかえて駆動すれば、上面は伸び下面は縮むから、撓み振動を起す。普通両端から 0.224 の節点のところを支持し 1~20 k 位の共振が得られる。

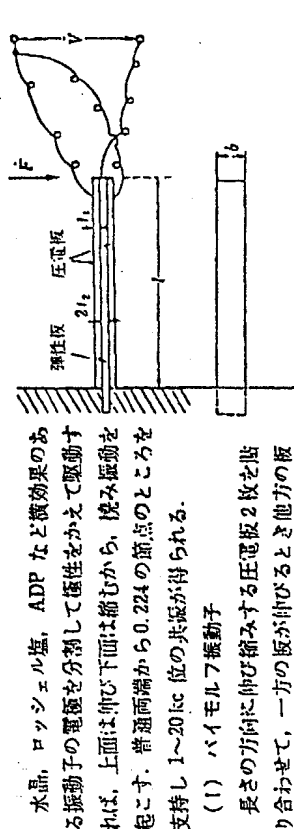


圖 3-35 示之ク板に對シテ

図 3-87 授み羽 (バイモルフ) 圧電振動子

表 3.17 読み型 (パイセルフ) 圧電振動子

幾何学的な	一様屈折・一様自由	同位自由	同位支持	同位固定
<p>実験的に示ける</p> <p>縦波</p> <p>$u_1(x)$ (実物)</p> <p>虚波</p> <p>$u_2(x)$ (虚物)</p> <p>の分母</p>	<p>$n=1$</p> <p>$n=2$</p> <p>$n=3$</p>	<p>$n=1$</p> <p>$n=3$</p>	<p>$n=1$</p> <p>$n=3$</p>	<p>$n=1$</p> <p>$n=3$</p>

<p>共振波数</p> $\omega_0 = \sqrt{\frac{K}{m_0}}$	$\alpha_1 = 1.573$ $\alpha_2 = 4.499$ $\alpha_3 = 7.85$	$\alpha_1 = 1.73$ $\alpha_2 = 10.99$ $\alpha_3 = 3\pi$	$\alpha_1 = 1.71$ $\alpha_2 = 10.99$
<p>共振波数に対する 荷電質量 m_0 (M_0 は原子質量)</p>	$\frac{1}{4} M_0$ $\frac{1}{4} M_0$	$\frac{1}{2} M_0$	$m_1 = 0.397 M_0$ $m_2 = 0.49 M_0$

共変関数における 空欄を埋める	$\frac{\sigma_{11}^2 K_{11}}{4f^2}$	1	$\frac{\sigma_{11}^2 K_{11}}{4f^2}$	$s_1 = 2.5313$	$\sigma_{11}^2 K_{11}$	
					$\sigma_{11}^2 K_{11}$	
					$s_2 = 2.4111$	$\sigma_{11}^2 K_{11}$

[illegible]
$$\rho S = \sigma_1 S_1 + \sigma_2 S_2 = 2k_1(\rho_1 + i\sigma_2)$$

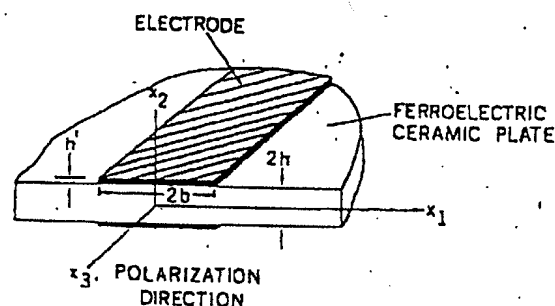


Figure 5.3. A thin ferroelectric ceramic plate polarized along x_3 with infinite strip electrodes along x_3 .

section, this permits us to work with modified Hankel functions of the first kind, rather than the more complicated second kind.) This sign change also necessitates reversing the sign of the loss or imaginary components of the material coefficients in Equations 1.33 and 1.45: Power dissipation P_d in Equation 1.44 is not invariant to the transformation $e^{i\omega t} \rightarrow e^{-i\omega t}$ (i.e., $\omega \rightarrow -\omega$) unless this sign reversal in the material coefficients is made as well.

We shall search for thickness-twist type wave solutions of the equations of motion in which propagation is along x_1 , u_3 and ϕ are nonzero, and u_1 and u_2 are zero.* The solutions we seek for the nonzero variables u_3 and ϕ will depend on x_1 and x_2 . Subject to these restrictions, we find the nonzero strains are S_4 and S_5 ,

$$\begin{aligned}
 S_1 &= \frac{\partial u_1}{\partial x_1} = 0 & S_2 &= \frac{\partial u_2}{\partial x_2} = 0 & S_3 &= \frac{\partial u_3}{\partial x_3} = 0 \\
 S_4 &= \frac{\partial u_2}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_2} = \frac{\partial u_3}{\partial x_2} & S_5 &= \frac{\partial u_1}{\partial x_3} + \frac{\partial u_3}{\partial x_1} = \frac{\partial u_3}{\partial x_1} \\
 S_6 &= \frac{\partial u_1}{\partial x_2} + \frac{\partial u_2}{\partial x_1} = 0
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

Similarly, the nonzero electric fields are E_1 and E_2 ,

$$E_1 = -\frac{\partial \phi}{\partial x_1} \quad E_2 = -\frac{\partial \phi}{\partial x_2} \quad E_3 = -\frac{\partial \phi}{\partial x_3} = 0 \tag{5.2}$$

* Thickness-twist wave solutions resemble thickness-shear solutions in that both have particle displacement and propagation in the plane of the plate. However, in thickness-twist solutions, displacement and propagation are perpendicular, whereas they are parallel in thickness-shear solutions (see Figure 11 of Reference 111).